



Estudio y Caracterización de un Modulador Electroóptico Mach-Zehnder

Instrumentación Fotónica - TFB

Medida y caracterización de la respuesta de los moduladores electroópticos con estructura interferométrica Mach-Zehnder. Introducción teórica y recopilación de resultados simulados con la herramienta de diseño computacional OptiSystem versión 9.

Andrés Macho Ortiz
31/05/2012

Índice

Índice	3
1: INTRODUCCIÓN TEÓRICA: MODULACIÓN ÓPTICA	4
1.1 Modulación Directa – Directly Modulated Lasers	4
1.2 Modulación Externa	5
1.2.1 Tipos de Moduladores Externos	5
1.2.2 Moduladores Electroópticos	5
1.2.2.1 Modulador Electroóptico de Fase	5
1.2.2.2 Modulador Electroóptico de Amplitud	7
2: RESULTADOS NUMÉRICOS Y SIMULACIONES	10
2.1 Función de Transferencia	10
2.2 Ancho de Banda	14
2.3 Respuesta no lineal	15
2.4 Rise Time	17
2.5 Factor Chirp	19

1. INTRODUCCIÓN TEÓRICA: MODULACIÓN ÓPTICA

En las comunicaciones ópticas digitales, al igual que en el resto de sistemas de transmisión digital, una función esencial en la comunicación es modular la señal transmitida con la información que se desea propagar por el canal. Los formatos de modulación empleados en comunicaciones ópticas no difieren en esencia de los empleados en otros sistemas: usamos la amplitud, la frecuencia o la fase de la portadora en cuestión para codificar la información.

Se emplea generalmente un diodo láser de semiconductor como fuente de luz, la cual puede salir modulada directamente del láser o pasar por una etapa de modulación externa a la fuente. Así pues existen básicamente dos grandes grupos de tecnologías de modulación óptica ampliamente extendidas en la actualidad: generación de la portadora óptica con láseres modulados directamente (modulación directa), o mediante dispositivos externos al láser que modulen la luz radiada por los mismos antes de su acople a fibra (modulación externa).

En esta sección revisaremos los principales métodos y tecnologías de modulación de la portadora óptica centrándonos principalmente en la modulación externa, dentro de la cual se encuentran ubicados los moduladores Mach-Zehnder que pretendemos caracterizar en la segunda parte del presente documento.

1.1 MODULACIÓN DIRECTA - DIRECTLY MODULATED LASERS

La modulación directa de los láseres es el camino más fácil para imprimir la información digital de la fuente sobre la portadora óptica. Los datos que se desean transmitir modulan la corriente de conducción del láser DML, y a través de ella se consigue generar una modulación de intensidad, de fase o de frecuencia.

La generación de una modulación de intensidad (*IM - Intensity Modulation*), mediante un DML, se basa en generar una corriente eléctrica que alimente al láser sincronizada con los datos digitales. Los bits “1” encienden el láser mientras que los bits “0” estarán sincronizados con un valor de la corriente por debajo de su corriente umbral, de manera que este no emita potencia óptica alguna. Sin embargo, la generación de una modulación de frecuencia a través de un DML se basa en modificar la densidad de portadores de carga en la cavidad resonante del láser. Por lo tanto, debemos generar una corriente con un valor de pico suficientemente elevado como para modificar la temperatura y la concentración de portadores de carga en la unión p-n. Ambos hechos inciden sobre el índice de refracción de la cavidad y consecuentemente sobre la longitud de onda de emisión. Así los cambios sobre la corriente del láser se traducen en variaciones en la frecuencia de emisión del láser.

En la última década el límite de la modulación directa se encontraba en torno a los 2.5 Gb/s en los láseres de semiconductor, pero a día de hoy los DMLs están ampliamente capacitados para superar dichas velocidades. Varios resultados se han obtenido por encima de los 10 Gb/s, e incluso se han llegado a alcanzar los 40 Gb/s. El principal inconveniente de los DMLs es el elevado factor chirp que presentan (modulación de fase residual). El chirp expande el espectro óptico emitido e incrementa la distorsión de la señal causada por la iteración de la misma con la dispersión cromática y las no linealidades de la fibra. Por otro lado, los ruidos procedentes de la fuente láser como el ruido RIN o ruido de fase provocarán que obtengamos una señal de peor calidad que la que conseguiríamos con la modulación externa.

1.2 MODULACIÓN EXTERNA

En este apartado realizamos la modulación de la portadora óptica de forma externa al láser del transmisor. En esta situación, el láser genera una intensidad óptica constante en el tiempo (láser de onda continua) que pasa posteriormente por un dispositivo óptico externo al que se hace llegar la señal moduladora. A la salida, la radiación estará modulada con la forma deseada y se acoplará a la fibra.

La modulación externa suele ser necesaria en los sistemas donde los DMLs se quedan cortos en prestaciones. Ninguno de los problemas derivados de la modulación directa, como el chirping o el derivado del comportamiento de los modos longitudinales de un láser, estarán aquí presentes. La modulación externa provee de una señal de mejor calidad.

1.2.1 TIPOS DE MODULADORES EXTERNOS

Todos los moduladores empleados se basan en la variación que sufren las propiedades de un material con la aplicación de determinadas señales de distinta naturaleza. Los dos tipos más empleados son los *electroópticos* (EOM) y los de *electroabsorción* (EAM). En los primeros es una señal eléctrica la que origina un cambio en el índice de refracción del material. Los segundos están basados en la absorción de luz cuando ésta atraviesa un semiconductor y sobre éste actúa un campo eléctrico. El tercer tipo de moduladores existentes, y que en la actualidad son los que tienen un uso menos extendido, son los *acusticoópticos* (AOM). En éstos, una onda acústica da lugar a un cambio periódico en el índice de refracción de la cavidad del modulador.

Los moduladores más extendidos tanto por sus prestaciones como por su economía de diseño son los de tipo electroóptico. Es dentro de este grupo donde ubicamos a los moduladores Mach-Zehnder en los que centramos nuestro estudio.

1.2.2 MODULADORES ELECTROÓPTICOS

Un cristal electroóptico con la adecuada orientación puede modular la fase y la intensidad de nuestra señal óptica con una tensión aplicada en la dirección correcta. El Niobato de Litio (LiNbO_3) es el cristal electroóptico más común usado para fabricar moduladores externos de tipo electroóptico. Para comprender mejor el funcionamiento de los moduladores de amplitud Mach-Zehnder introducimos previamente los moduladores electroópticos de fase.

1.2.2.1 MODULADOR ELECTROÓPTICO DE FASE

La generación de una señal de fase modulada requiere un modulador externo capaz de cambiar la fase óptica cuando se aplique una tensión eléctrica al mismo. En un cristal de LiNbO_3 , si aplicamos un campo eléctrico a lo largo del eje x de la guía onda, según indica la figura 1, el índice de refracción del material cambia en un valor dado por la expresión:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{33} E_x \quad (1)$$

Donde r_{33} es el coeficiente electro-óptico del modulador con un valor de $328 \cdot 10^{-6} \mu\text{m/V}$ para el LiNbO_3 , n_0 es el índice de refracción material de la guía onda con tensión nula y E_x es el campo eléctrico aplicado a lo ancho de la guía (eje x). El desplazamiento de fase que sufre la señal óptica de entrada, tras recorrer una longitud L_i es:

$$\Delta\phi_0 = \frac{2\pi\Delta n L_i}{\lambda_0} = \pi n_r^3 r_{33} \frac{V L_i}{d \lambda_0} \text{ (rad)} \quad (2)$$

Siendo λ_0 la longitud de onda de la señal óptica en el vacío. La tensión necesaria para provocar un desplazamiento de fase de 180° se define como V_π y será un parámetro de diseño fundamental en el modulador de fase. Su expresión para el modulador de la figura 1 es:

$$V_\pi = \frac{d \lambda_0}{n_r^3 r_{33} L_i} \quad (3)$$

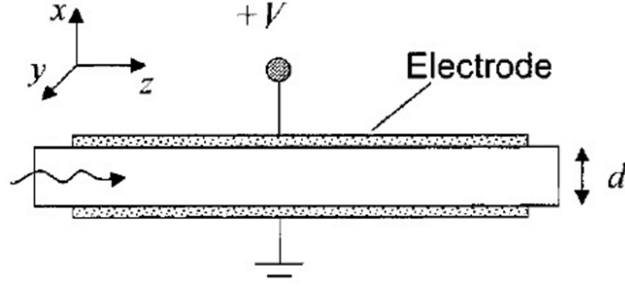


Figura 1: Estructura básica del funcionamiento de un modulador óptico de fase [5]. El diseño se corresponde con la estructura comúnmente conocida de un condensador: un dieléctrico embebido entre dos superficies conductoras sobre las que se aplica una tensión eléctrica externa.

En el diseño de un modulador de fase, uno de los principales objetivos es reducir el valor de la tensión V_π para consumir la menor potencia eléctrica posible durante la modulación. Esto lo conseguiríamos incrementando el coeficiente L_i/d lo que aumentaría a su vez la capacidad interna del modulador provocando una respuesta temporal más lenta a un estímulo en su entrada. La principal consecuencia de esto es que el modulador se volvería más lento y su ancho de banda se reduciría. Por lo tanto debemos llegar a un compromiso de diseño entre ancho de banda y consumo de potencia eléctrica.

La figura 2 nos muestra el diseño de un modulador de fase denominado “*traveling-wave*”. Ésta es una implementación más real que la mostrada en la anterior, puramente didáctica. La estructura responde al mismo esquema que la figura 1, sin embargo el diseño se hace en estructuras de microondas. En el modulador “*traveling-wave*” la luz viaja por la guía óptica y la señal eléctrica moduladora viaja por los contactos de microondas que rodean a la guía óptica.

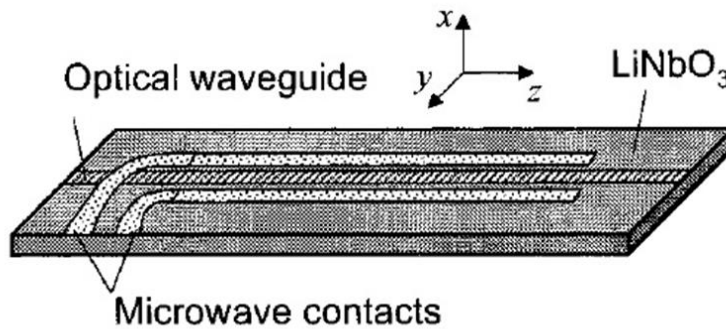


Figura 2: Modulador de fase traveling-wave [5].

1.2.2.2 MODULADOR ELECTROÓPTICO DE AMPLITUD – MZM

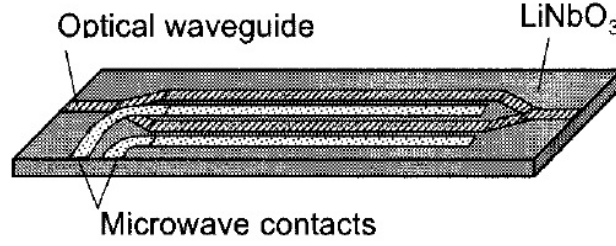


Figura 3: Esquema de un modulador de amplitud basado en el interferómetro Mach-Zehnder. Configuración x-cut single-drive [5].

La modulación de la intensidad óptica mediante un láser de semiconductor induce sobre la señal pulsada un chirp no controlado limitando su distancia de propagación. Un modulador externo de amplitud generalmente provee de una mejor calidad a la señal generada y llega a velocidades de transmisión donde la modulación directa se queda corta, lo que convierte a estos dispositivos en elementos fundamentales en las redes ópticas de alta capacidad.

La figura 3 ilustra un modulador de amplitud basado en una estructura interferométrica Mach-Zehnder (MZM). La señal óptica de entrada es dividida en dos caminos por una unión en Y. En el ejemplo de la figura 3 controlamos el desfase introducido en la rama inferior, de manera que podremos controlar la interferencia generada en la unión en Y de salida. Consecuentemente, obtendremos una señal cuya amplitud y fase dependerá del desfase introducido entre ambas ramas del interferómetro, es decir, obtendremos una señal modulada tanto en fase como en amplitud. Siendo $V(t)$ la tensión aplicada a los contactos de microondas (zonas grises del dibujo), la función de transferencia del modulador es una función sinusoidal, lo que confiere a esta un carácter claramente no lineal:

$$\frac{|E_o|^2}{|E_i|^2} = \cos^2 \left[\frac{\pi V(t)}{2 V_\pi} \right] \quad (4)$$

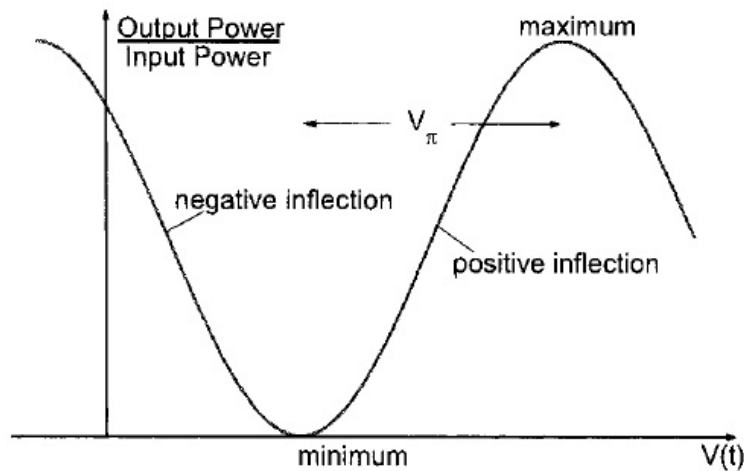


Figura 4: Función de transferencia característica de un modulador Mach-Zehnder [6].

En la figura 4 podemos observar la gráfica de la función de transferencia. La tensión necesaria para conmutar el modulador de un máximo a un mínimo de transferencia de potencia es justamente V_π . La expresión general analítica que relaciona $E_o(t)$ con $E_i(t)$ viene dada por la siguiente ecuación:

$$E_o = \frac{E_i}{2} \left\{ \exp \left[\frac{j(1 + \alpha)\pi V(t)}{2 V_\pi} \right] + j \exp \left[-\frac{j(1 - \alpha)\pi V(t)}{2 V_\pi} \right] \right\} \quad (5)$$

donde α es el coeficiente chirp del modulador y $V(t)$ es la señal eléctrica moduladora. La relación entre las intensidades de entrada y salida, $|E_o|^2$ y $|E_i|^2$, es la función de transferencia de la figura 4 y es independiente del coeficiente chirp del modulador.

Si el coeficiente chirp no es nulo, tanto la amplitud como la fase de la portadora óptica son moduladas por la señal $V(t)$. Gracias a ello un modulador de amplitud MZI puede ser empleado tanto para generar modulaciones de intensidad como modulaciones de fase.

Existen tres estructuras diferentes de acoplo de la señal eléctrica moduladora a la guía óptica: *x-cut single-drive*, *z-cut single-drive*, *z-cut dual-drive*. Cada estructura difiere de las demás según la simetría que haya entre los ejes del cristal de LiNbO₃.

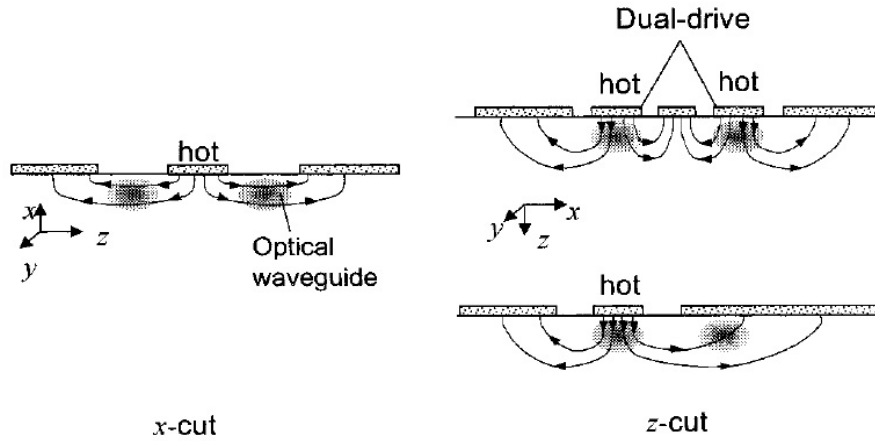


Figura 5: Tres diferentes estructuras para un modulador Mach-Zehnder usando cortes según eje x o según el eje z en un cristal de Niobato de Litio [5].

En el modulador *x-cut single drive* los dos caminos del MZI son modulados en fase con desplazamientos de fase antipodales $\pm \pi V(t)/2V_\pi$, lo que garantiza que el presente modulador tenga un factor chirp nulo. Así la relación entrada-salida viene dada por la ecuación:

$$E_o = \frac{E_i}{2} \left[\exp \left(-j\pi \frac{V(t)}{2V_\pi} \right) + \exp \left(j\pi \frac{V(t)}{2V_\pi} \right) \right] = E_i \cos \left[\frac{\pi V(t)}{2 V_\pi} \right] \quad (6)$$

Una modulación de amplitud de factor chirp nulo posee la ventaja de que fluctuaciones en la amplitud de la señal moduladora no se traducen en fluctuaciones en la fase de salida y por lo tanto evitamos un ensanchamiento innecesario del espectro óptico. La desventaja es que la fase de la modulación solo alcanza dos valores: 0 y π , equivalente a ± 1 en la amplitud del campo eléctrico de salida. Por ello este modulador de amplitud, usado como modulador de fase, solo puede generar señales BPSK.

Usando la estructura *z-cut* entramos en el grupo de moduladores de factor chirp no nulo. La estructura *single-drive* presenta un chirp fijo, típicamente con un valor de ± 0.75 . Sin embargo, el modulador *dual-drive* tiene un coeficiente chirp ajustable. Asumiendo que los dos brazos del Mach-Zehnder tienen idéntica estructura, el coeficiente chirp del modulador dual-drive es:

$$\alpha = \frac{V_1(t) + V_2(t)}{V_1(t) - V_2(t)} \quad (7)$$

Donde $V_1(t)$ y $V_2(t)$ son las tensiones de conducción de los dos brazos del MZM. La relación entrada-salida del dual-drive responde a la expresión:

$$E_o = \frac{E_i}{2} \left[\exp\left(j\pi \frac{V_1}{V_\pi}\right) + \exp\left(j\pi \frac{V_2}{V_\pi}\right) \right] \quad (8)$$

Aunque el chirp conlleva un ensanchamiento del espectro óptico, también nos permite generar más valores en la fase del campo óptico de salida. La gran ventaja del dual-drive es que es un modulador polivalente: podemos usarlo como simple modulador de amplitud con *zero-chirp* si las tensiones son opuestas ($V_1 = -V_2$), o bien podemos emplearlo como un modulador de fase multinivel para generar señales M-PSK y M-QAM. Al tener el modulador dual-drive el chirp ajustable, éste puede ser usado para compensar la dispersión cromática mediante la técnica “*prechirping en transmisión*”. El chirp inducido en la señal OOK debe ser de signo contrario a las características dispersivas de la fibra, de manera que se compense la dispersión durante la propagación de la señal por la fibra.

La unión en Y del MZI debe dividir la señal óptica de entrada en dos partes iguales, comportándose como un acoplador 50:50. Si la unión presenta pérdidas de exceso en un valor γ_s , la relación de potencia entre el máximo y mínimo de transmisión de la figura 2.7 es igual a

$$r_{ex} = \left(\frac{1 + \gamma_s}{1 - \gamma_s} \right)^2 \quad (9)$$

El parámetro r_{ex} recibe el nombre de relación de extinción. Un diseño óptimo de un modulador Mach-Zehnder garantiza una relación de extinción superior a 25 dB. Sin embargo, la relación de extinción para un diagrama de ojo está normalmente limitada entre 10 y 12 dB debido a las consecuencias sobre el rendimiento del sistema generadas por las fluctuaciones no deseadas en la amplitud de las señales moduladoras.

Por otra parte, la gran limitación al ancho de banda en un modulador MZM proviene de un desajuste entre las velocidades de fase de la señal óptica y eléctrica dentro de la estructura del modulador. De hecho, observando la figura 6, podemos ver como un desajuste de solo el 5% entre las velocidades de fase de ambas señales reduce el ancho de banda del modulador de 50 GHz a menos de 22 GHz. En el diseño de moduladores externos, además del ajuste de impedancias y la reducción de las pérdidas de inserción, el desajuste de velocidades de fase entre la señal óptica y eléctrica es la gran limitación que se debe solventar.

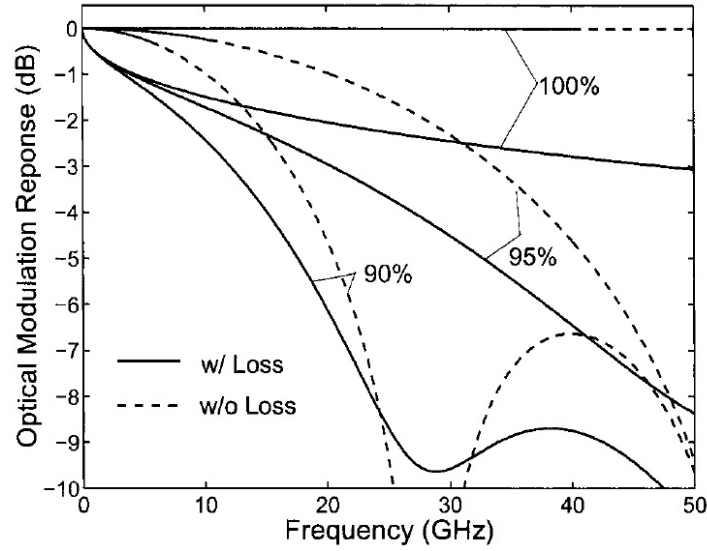


Figura 6: Consecuencias del desajuste de velocidades en un modulador de fase [5].

2. RESULTADOS NUMÉRICOS Y SIMULACIÓN

El objetivo de esta práctica consiste en la caracterización de un modulador electroóptico de amplitud Mach-Zehnder trabajando en estructura **dual-drive**. La arquitectura dual-drive es la más versátil de todas, pues abre un gran abanico de posibilidades de implementación con el MZM. Nos permite la posibilidad de usar el dispositivo no solo como modulador de amplitud, sino también como modulador de fase con un chirp ajustable.

Para su estudio realizaremos diversas simulaciones mediante la herramienta de diseño computacional OptiSystem 9, con el fin de medir de una manera más o menos exacta los parámetros que caracterizan a este tipo de dispositivos: función de transferencia, ancho de banda, respuesta no lineal, tiempo de subida y factor chirp que presentan.

La herramienta software empleada en las simulaciones, OptiSystem 9, es un programa diseñado específicamente para simular diferentes sistemas y dispositivos ópticos. Se trata de un simulador de nivel, basado en el modelado realista de un sistema de comunicaciones de fibra óptica con un nuevo y potente entorno de simulación además de una jerarquía real de definición de componentes y sistemas. Sus posibilidades pueden ser ampliadas fácilmente añadiendo nuevos componentes creados por el usuario e interfaces transparentes para un amplio rango de herramientas. La librería ampliable de componentes activos y pasivos incluye parámetros dependientes de la longitud de onda, haciéndolo mucho más realista.

2.1 FUNCIÓN DE TRANSFERENCIA

En el apartado 1.2.2.2 ya vimos que la relación entrada-salida de un modulador Mach-Zehnder dual-drive se correspondía con la expresión:

$$E_o = \frac{E_i}{2} \left[\exp\left(j\pi \frac{V_1}{V_\pi}\right) + \exp\left(j\pi \frac{V_2}{V_\pi}\right) \right] \quad (10)$$

donde $V_1(t)$ y $V_2(t)$ son las tensiones de conducción de los dos brazos del MZM. Su principal aplicación la encontramos como modulador de amplitud con chirp nulo (modo *Push-Pull*), lo que nos obliga a imponer la condición de que las señales moduladoras sean antipodales, es decir $V_1 = -V_2$. Consecuentemente, la expresión anterior del dual-drive trabajando en modo Push-Pull se puede reescribir como:

$$E_o = \frac{E_i}{2} \left[\exp\left(j\pi \frac{V}{V_\pi}\right) + \exp\left(j\pi \frac{-V}{V_\pi}\right) \right] = E_i \cdot \cos\left(\pi \frac{V}{V_\pi}\right) \quad (11)$$

Luego la función de transferencia adoptará la expresión:

$$\frac{|E_o|^2}{|E_i|^2} = \cos^2\left[\pi \frac{V(t)}{V_\pi}\right] \quad (12)$$

Para verificar de forma experimental que el resultado teórico obtenido es el correcto, el modulador es analizado con el set-up de simulación mostrado en la figura 7.

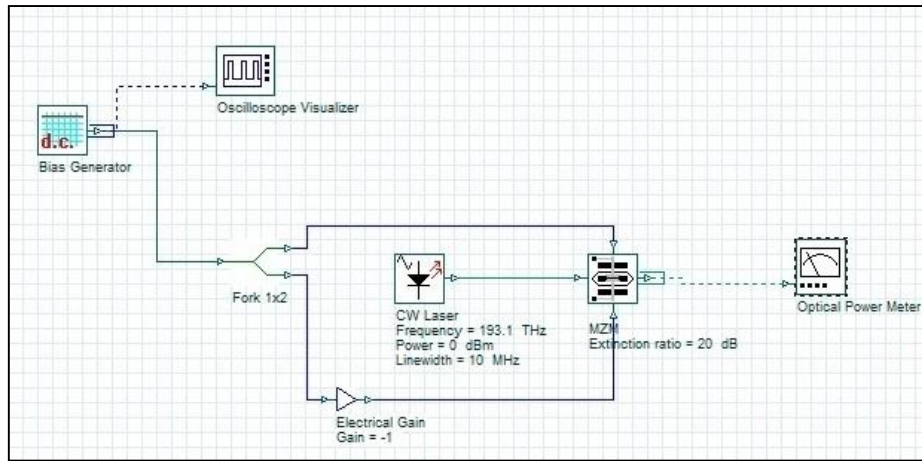


Figura 7: Esquema de la simulación para la medida de la función de transferencia del dual-drive.

En dicho esquema, el modulador dual-drive opera con los siguientes parámetros:

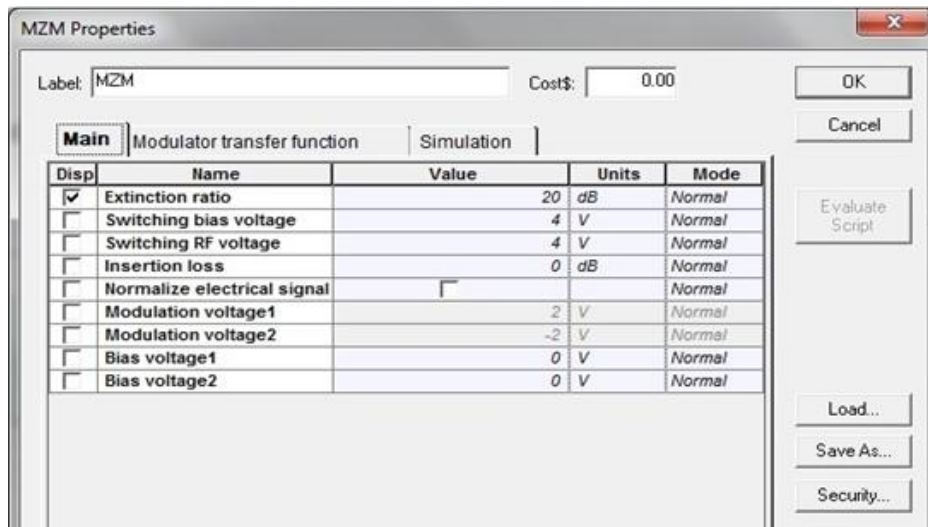


Figura 8: Parámetros de configuración de MZM. Captura de pantalla de la interfaz del OptiSystem.

- **“Switching Bias Voltage”**: tensión DC requerida para conmutar el modulador del estado OFF al ON y viceversa. Se corresponde con un valor de $2V_{\pi}$ voltios.
- **“Switching RF Voltage”**: tensión de radiofrecuencia requerida para conmutar el modulador del estado OFF al ON y viceversa.
- **“Bias Voltaje 1”**: tensión de polarización de V_1 .
- **“Bias Voltaje 2”**: tensión de polarización de V_2 .

Pretendemos medir la función de transferencia introduciendo en las señales moduladoras V_1 y V_2 una señal continua emitida por el generador de DC del esquema anterior que recorrerá una excursión de tensión desde un valor de 0 voltios hasta $3V_{\pi}$ voltios en saltos lineales durante 50 iteraciones de simulación. Introduciendo en el parámetro *“Switching Bias Voltage”* un valor de 4 voltios, fijamos el parámetro V_{π} en 2 voltios, lo que implica que nuestro generador de DC externo deberá trabajar entre 0 y 6 voltios. Los parámetros del generador los mostramos en la figura 9 adyacente.

Sweeps	Bias Generator Amplitude [a.u.]
1	0
2	0.1224489795918
3	0.2448979591837
4	0.3673469387755
5	0.4897959183673
6	0.6122448979592
7	0.734693877551
8	0.8571428571429
9	0.9795918367347
10	1.102040816327
11	1.224489795918
12	1.34693877551
13	1.469387755102
14	1.591836734694
15	1.714285714286
16	1.836734693878
17	1.959183673469
18	2.081632653061
19	2.204081632653
20	2.326530612245
21	2.448979591837
22	2.571428571429
23	2.69387755102
24	2.816326530612
25	2.938775510204
26	3.061224489796
27	3.183673469388
28	3.30612244898
29	3.428571428571
30	3.551020408163
31	3.673469387755
32	3.795918367347
33	3.918367346939
34	4.040816326531
35	4.163265306122

Figura 9: Parámetros de configuración del generador de continua.

Tras realizar la simulación recogemos los datos obtenidos con el medidor de potencia óptica, el cual nos proporcionará la potencia de salida del modulador $|E_0|^2$ (figura 10). Puesto que la potencia de entrada está normalizada en 1 mW (0 dBm), la potencia de salida coincide numéricamente con la relación de potencias entrada-salida $|E_0|^2/|E_i|^2$, o lo que es lo mismo,

coincide numéricamente con el valor de la función de transferencia en el punto $V(t) = V_{\text{BIAS-GENERATOR}}$.

Generando una gráfica que recoja los resultados obtenidos, representamos en el eje de abscisas la tensión DC entregada por el generador en cada iteración, y en el eje de ordenadas el porcentaje de potencia óptica del láser transferida por el modulador (figura 11).

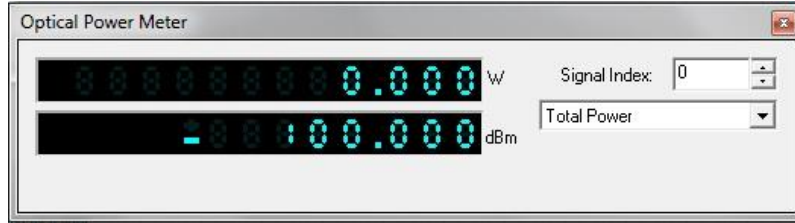


Figura 10: Medidor de potencia óptica a la salida del modulador

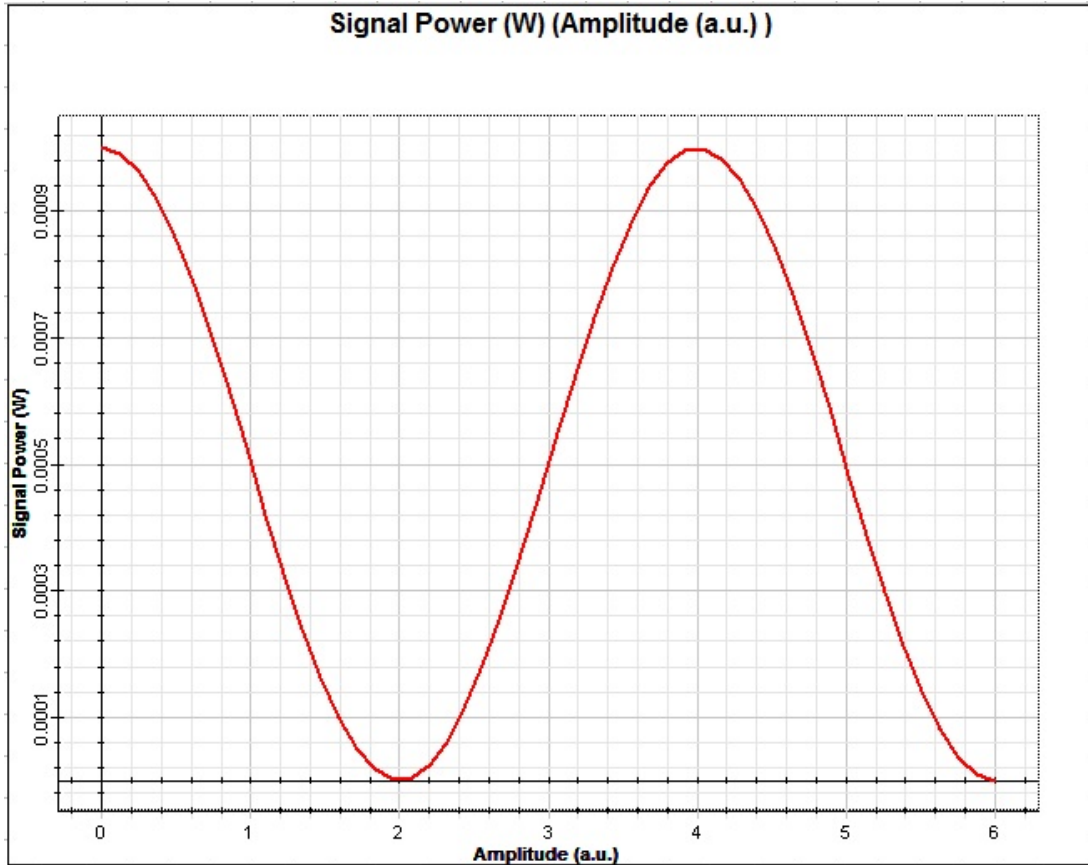


Figura 11: Función de transferencia obtenida del modulador dual-drive en modo de funcionamiento Push-Pull.

Podemos observar cómo evidentemente el resultado obtenido se corresponde con el desarrollo teórico de la función de transferencia. La diferencia entre dos máximos de transmisión es justamente $2V_\pi$ voltios y la forma de onda es cuadrática cosenoidal según la expresión:

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = \cos^2 \left[\pi \cdot \frac{V(t)}{2} \right] \quad (13)$$

2.2 ANCHO DE BANDA

La gran limitación al ancho de banda en un modulador MZM proviene de un desajuste entre las velocidades de fase entre la señal óptica y eléctrica en cada rama del dispositivo (moduladores de fase independientes). Sin embargo, trabajando con el OptiSystem no podemos inducir un desajuste entre ambas velocidades de fase. Consecuentemente, el ancho de banda de este tipo de dispositivos no lo podemos medir de esta manera, sino que tendremos que medir el tiempo de subida y de bajada del modulador, y quedarnos con el más restrictivo (el mayor de los dos), ya que será el que impondrá el valor del ancho de banda. Dicha medida la pospondremos para una sección posterior donde se repasará el concepto de ‘*rise time*’.

Si simulamos la respuesta del modulador en la banda de 0 a 1 THz para una señal NRZ sale plana, lo que evidencia que el BW ha de ser superior a 1 THz. Podemos apreciar los resultados de la simulación en las figuras adjuntas 12 y 13. Empleamos un transmisor de pulsos NRZ, de manera que la eficiencia espectral de la modulación sea 1 bps/Hz. En esta situación, el valor de la tasa binaria coincidirá con el ancho de banda ocupado.

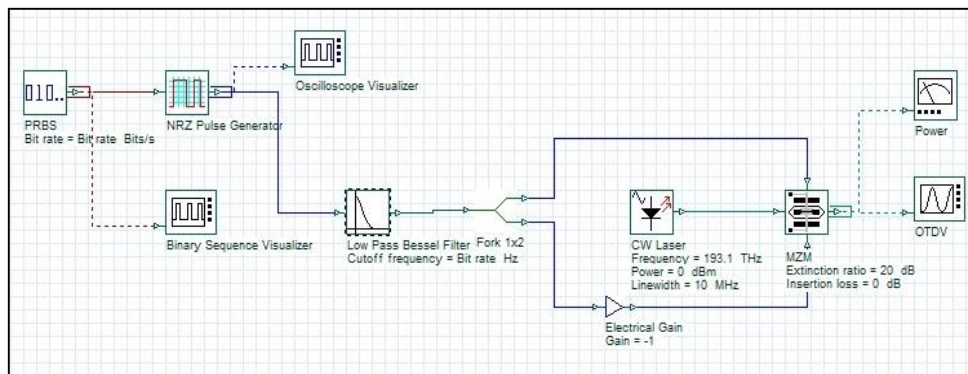


Figura 12: Esquema de la simulación para la medida del ancho de banda del dual-drive. Se mide el ancho de banda sobre un transmisor de pulsos ópticos NRZ.

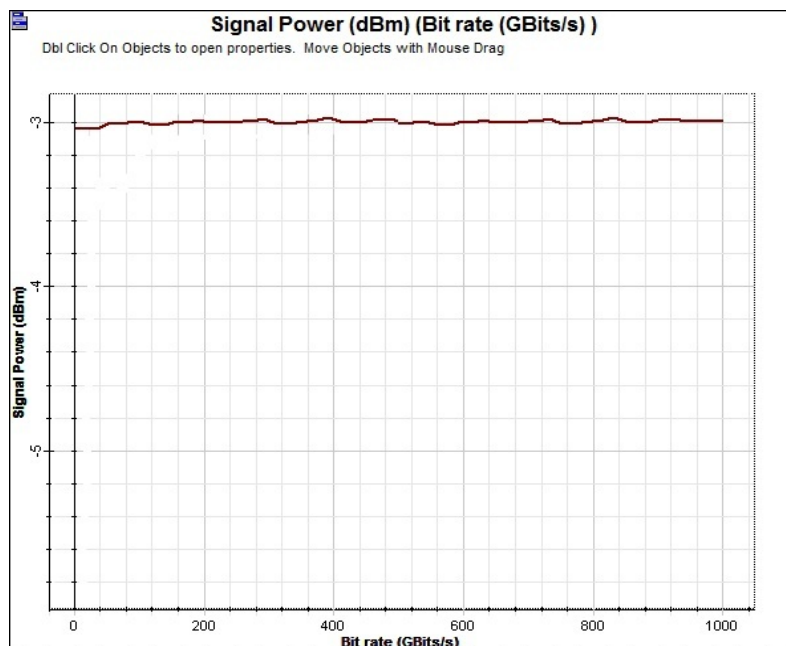


Figura 13: Ancho de banda del modulador.

2.3 RESPUESTA NO LINEAL

Para caracterizar el comportamiento no lineal de un MZM, se antoja fundamental la medida de los armónicos de alto orden, especialmente para aplicaciones analógicas. Dicha medida puede ser realizada usando un generador de RF y un analizador de espectros ópticos, tal y como se muestra en la figura 14.

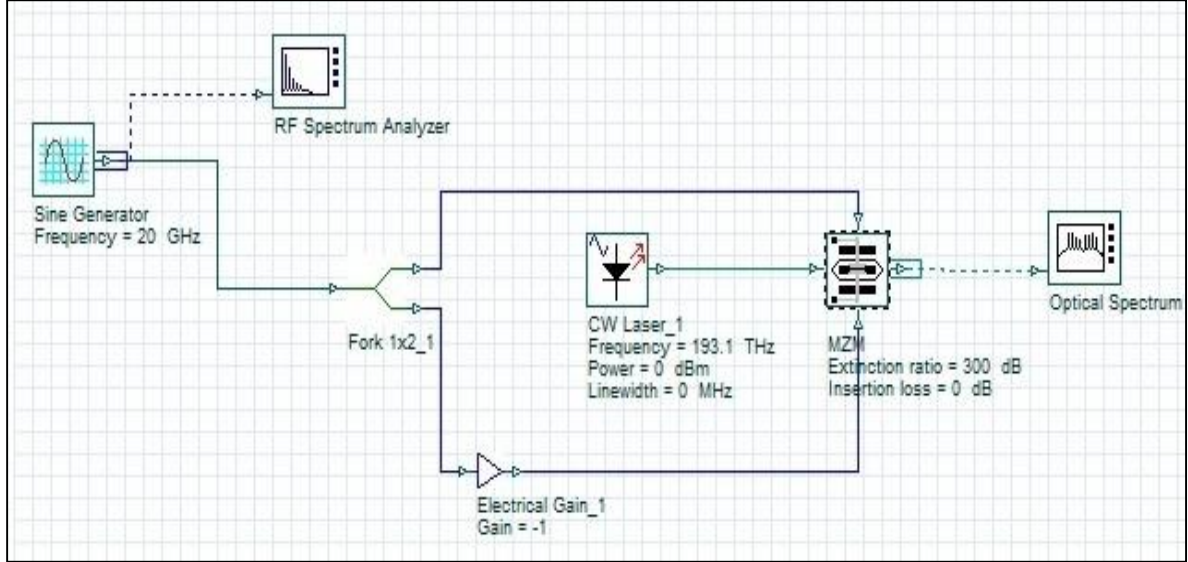


Figura 14: Esquema de la simulación para la medida de los armónicos generados por el dual-drive.

Para medir la respuesta no lineal, el transmisor es modulado por una señal sinusoidal de frecuencia $f_0 = 20$ GHz obtenida mediante el generador de RF. Si la respuesta del transmisor es no lineal, varias componentes de frecuencia discreta deberán ser apreciables por el analizador de espectros ópticos. Sin embargo, debemos tener en cuenta que para una correcta visualización de los armónicos, el **ancho de línea de emisión del láser** debe ser lo más pequeño posible, y puesto que el programa de simulación me permite configurarlo a **0 MHz**, aprovechamos esta opción para que el espectro de emisión del láser sea **idealmente monocromático**.

Adicionalmente al tono fundamental de 20 GHz, podemos ver en la figura 16 cómo aparecen nuevas componentes frecuenciales en $193.1 \text{ THz} \pm 2f_0$, $193.1 \text{ THz} \pm 3f_0$, $193.1 \text{ THz} \pm 4f_0$ y $193.1 \text{ THz} \pm 5f_0$. El parámetro de distorsión armónica de orden K es definido como:

$$HD_K = \frac{P(f_K)}{P(f_0)} \quad (14)$$

siendo $P(f_K)$ y $P(f_0)$ las potencias del armónico k -ésimo y del fundamental respectivamente, con $f_K = k \cdot f_0$. Una vez recogidos los datos de la simulación, podemos calcular definitivamente la distorsión armónica total como:

$$THD_K = \frac{\sum_{k=2}^5 P(f_K)}{P(f_0)} \quad (15)$$

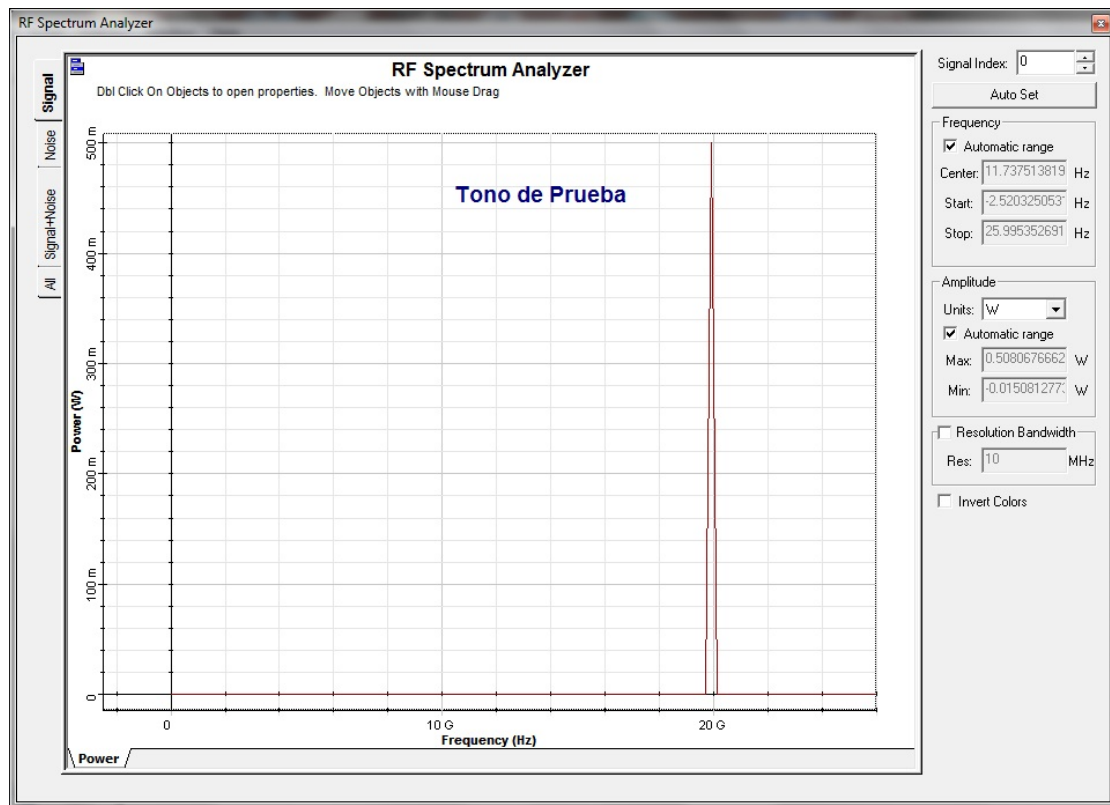


Figura 15: Tono de prueba a 20 GHz emitido por el generador de RF.

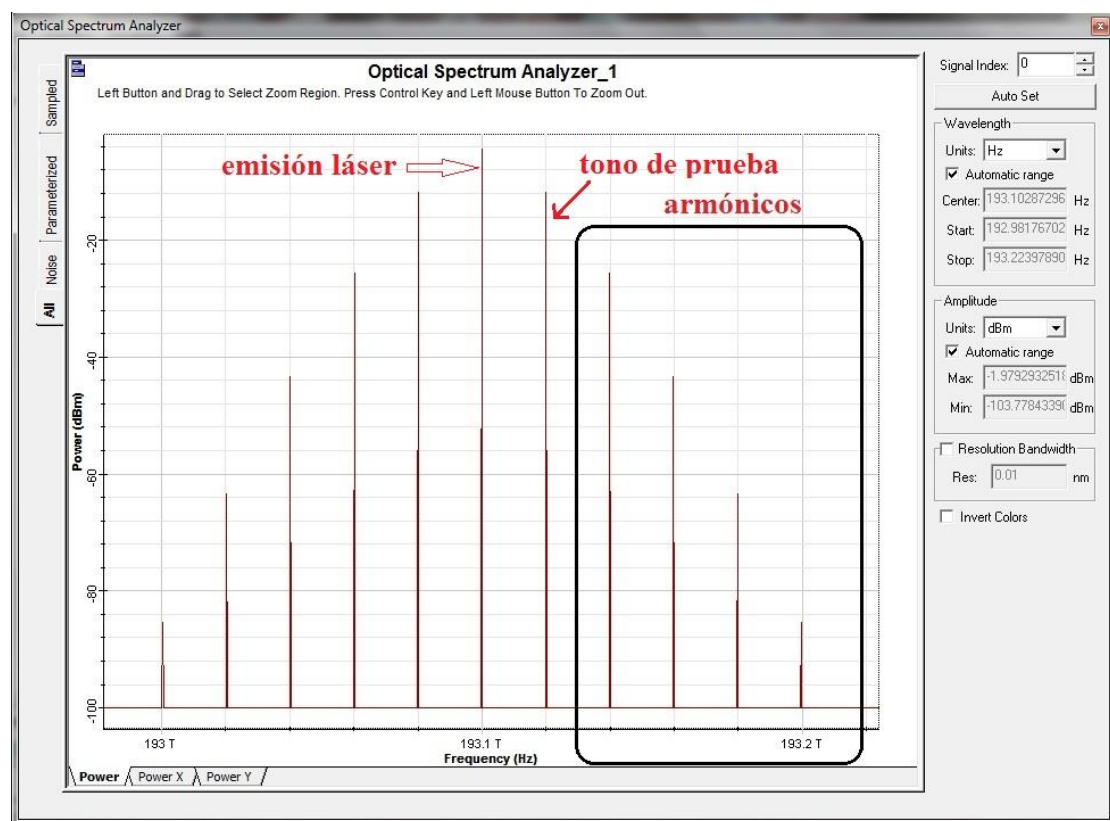


Figura 16: Espectro de salida del MZM Dual-Drive.

Mediante la herramienta de trazas del OptiSystem procedemos a la recogida de los valores de las potencias de cada armónico emitido:

K	P(f_k)	HD_K
1	-11.8075 dBm	
2	-25.718 dBm	0.0406
3	-43.266 dBm	$7.147 \cdot 10^{-4}$
4	-63.359 dBm	$6.996 \cdot 10^{-6}$
5	-85.412 dBm	$4.361 \cdot 10^{-8}$

Tabla 1: Espectro de salida del MZM Dual-Drive.

Y definitivamente calculamos la distorsión armónica total observada en nuestro modulador dual-drive:

$$THD = \frac{\sum_{k=2}^5 P(f_k)}{P(f_0)} = 0.04136 \rightarrow \mathbf{THD = 4.136 \%}$$

2.4 RISE TIME

En los sistemas ópticos digitales, las distorsiones en la forma de onda se traducen en penalizaciones sobre el diagrama de ojo en recepción. Una parte de dichas distorsiones son generadas como consecuencia de las no linealidades del transmisor y de un ancho de banda limitado. Esto último se traduce en que el modulador en cuestión emplea un tiempo de tránsito en conseguir pasar de un nivel bajo a un nivel alto durante la generación de los pulsos ópticos, es decir, presenta un determinado ‘*rise time*’. Dicho parámetro puede ser caracterizado de forma sencilla en el dominio temporal. Requiere emplear un generador de onda (NRZ en nuestro caso) y un osciloscopio óptico ultrarrápido que no falsee el proceso de medida por una limitación en su ancho de banda. En general, el tiempo de tránsito medido por el osciloscopio no solo depende del ancho de banda del transmisor, sino también de los tiempos de respuesta del resto de componentes involucrados en el set-up.

Así pues, para caracterizar el tiempo de tránsito del dual-drive durante la conmutación de un nivel bajo a un nivel alto de señal, medimos el parámetro “Rise Time” o “Tiempo de subida” del modulador, definido como el tiempo que emplea la señal para pasar del 10% al 90% de su valor máximo. En este caso, la simulación para realizar dicha medida sigue el montaje mostrado en la figura 17. La tasa binaria escogida para la simulación es de 10 Gbps.

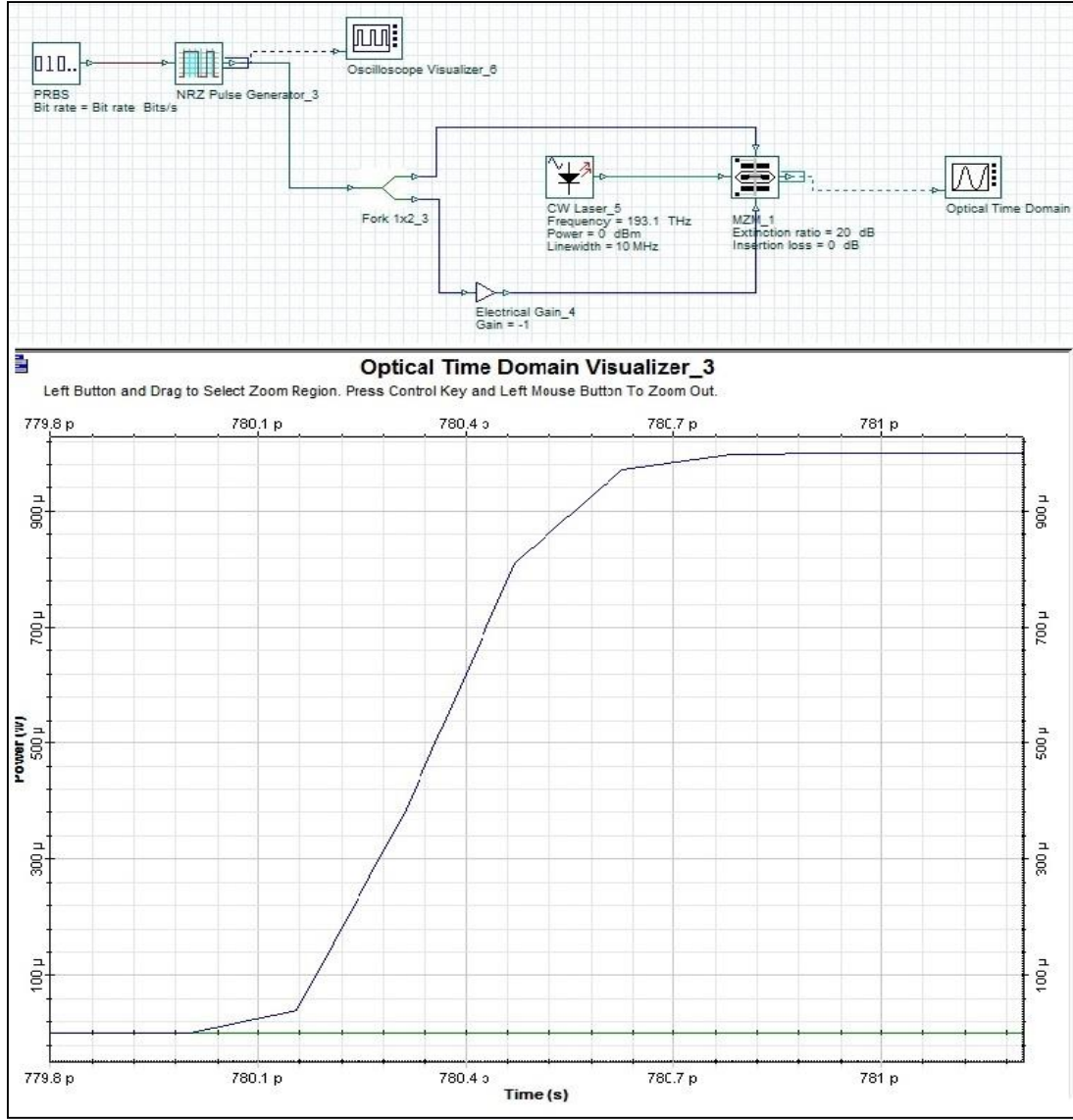


Figura 17: Esquema de la simulación para la medida del tiempo de subida del Dual-Drive.

Con el osciloscopio óptico del OptiSystem medimos la excursión de la señal entre el 10% y el 90% de su nivel alto obteniendo un valor de 1,22371 ps. Como ya hemos comentado anteriormente, dicho tiempo de subida no solo depende del ancho de banda del dual-drive sino también de los tiempos de subida del resto de dispositivos del montaje. Concretamente:

$$(T_{RISE_MEDIDO})^2 = (T_{RISE_GENERADOR_NRZ})^2 + (T_{RISE_MZM})^2 + (T_{RISE_OSCILOSCOPIO})^2 \quad (16)$$

Considerando el osciloscopio óptico ideal con un tiempo de subida de 0 ps, medimos el tiempo de subida del generador NRZ y calculamos finalmente el tiempo de subida del modulador dual-drive:

$$(1,22371 \text{ ps})^2 = (1,15644 \text{ ps})^2 + (T_{RISE_MZM})^2 + (0 \text{ ps})^2$$

$$T_{RISE_MZM} = 0.4 \text{ ps}$$

De esta manera, dado que el simulador presenta el mismo tiempo de subida y de bajada, podemos determinar el ancho de banda del modulador, ya que no será capaz de generar pulsos ópticos más estrechos de 0.4 ps:

$$BW_{MZM} = \frac{1}{0.4 \text{ ps}} = 2.5 \text{ THz}$$

2.5 FACTOR CHIRP

El objetivo de esta sección es demostrar la relación entre la tensión aplicada en cada rama del MZM y el factor chirp generado a la salida del dual-drive. El chirp que acompaña a una señal óptica es la modulación de la frecuencia instantánea asociada a una modulación de intensidad. Una consecuencia inmediata del chirp es que expande el espectro óptico de la señal reduciendo su tolerancia a la dispersión cromática y limitando consecuentemente su máxima distancia de propagación.

En el montaje de la simulación (figura 18) el modulador dual-drive opera en cuadratura, lo que significa que la tensión de polarización cae entre un mínimo y un máximo de transmisión de la función de transferencia. La relación de extinción del dual-drive se fija en 40 dB para evitar que una asimetría en las uniones en Y del modulador genere un chirp adicional.

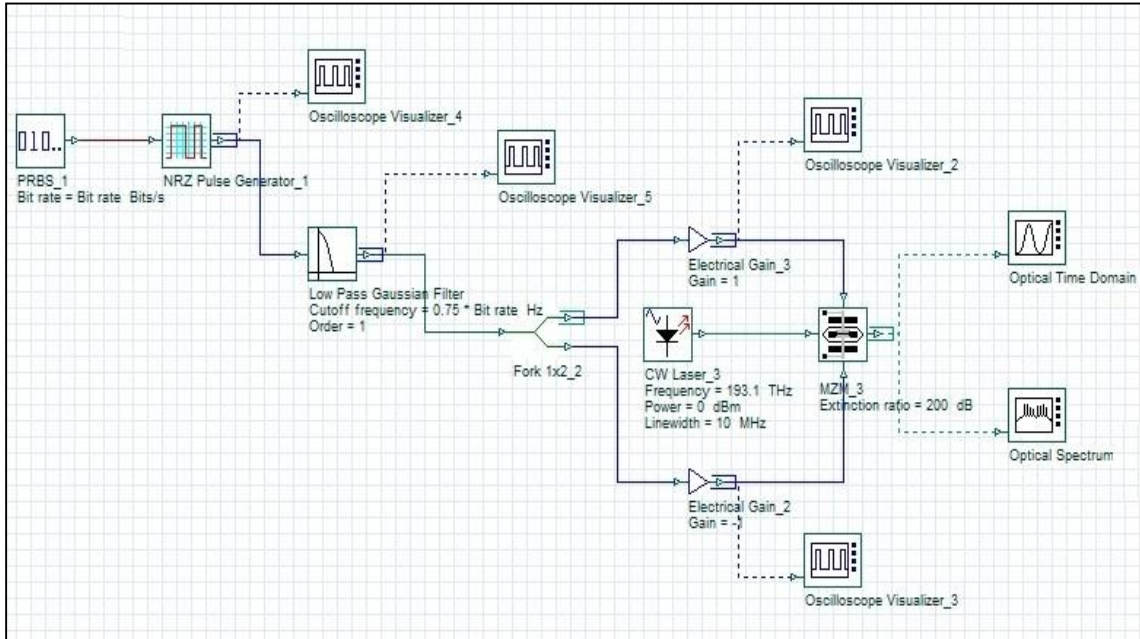


Figura 18: Sistema Dual-Drive para el estudio del chirp generado.

De acuerdo con la ec. (7), para un dual-drive con simetría en ambos brazos de Mach-Zehnder, el chirp generado por las tensiones aplicadas a cada rama es:

$$\alpha = \frac{V_1(t) + V_2(t)}{V_1(t) - V_2(t)} \quad (17)$$

Siendo V_1 y V_2 las tensiones moduladoras de la rama superior e inferior respectivamente. Consecuentemente, para trabajar con un chirp nulo (modo Push-Pull), la relación entre las tensiones aplicadas debe ser $V_1 = -V_2$. Fijamos pues unas tensiones de $V_{1pp} = -V_{2pp} = 2 \text{ V}$.

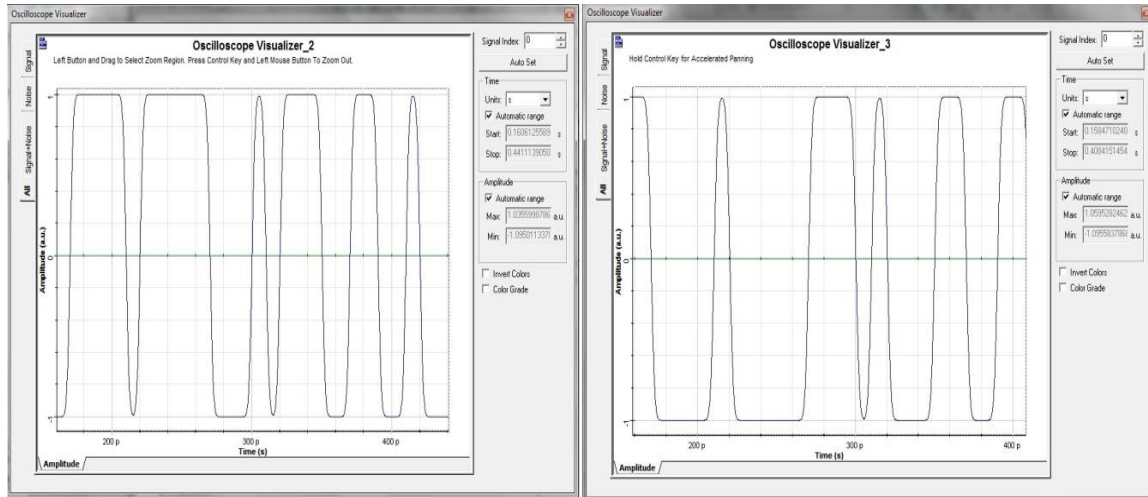


Figura 19: Señales eléctricas moduladoras para el caso $\alpha = 0$.

El resultado conseguido para estas señales de entrada se muestra en las figuras 20 y 21. La amplitud de la señal óptica varía entre 0 y 1 mW. El valor del chirp asociado está en torno a los 100 Hz, por lo que puede considerarse nulo debido a su pequeño valor. Consecuentemente el espectro de la señal NRZ no sufre ningún ensanchamiento adicional y el ancho de banda del lóbulo principal es de 200 GHz, como cabía esperar para una tasa de bit de 100 Gbps.

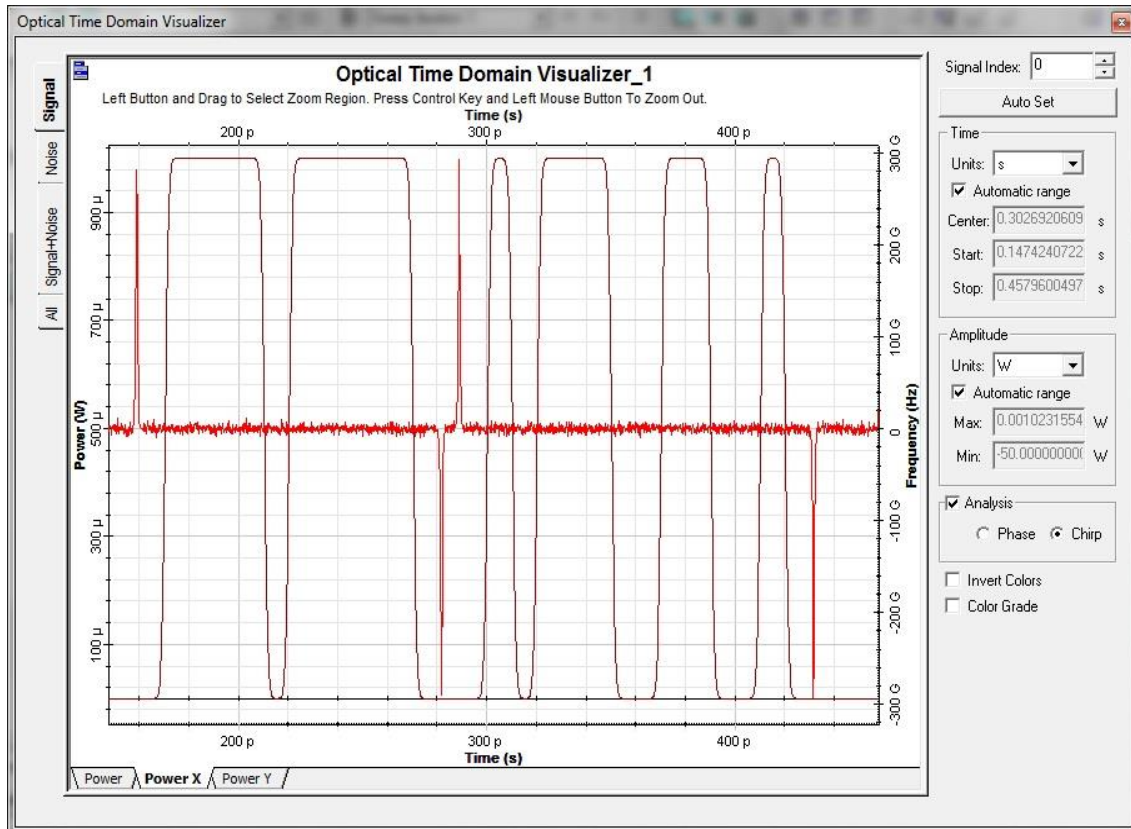


Figura 20: Señal óptica a la salida del modulador para el caso $\alpha = 0$.

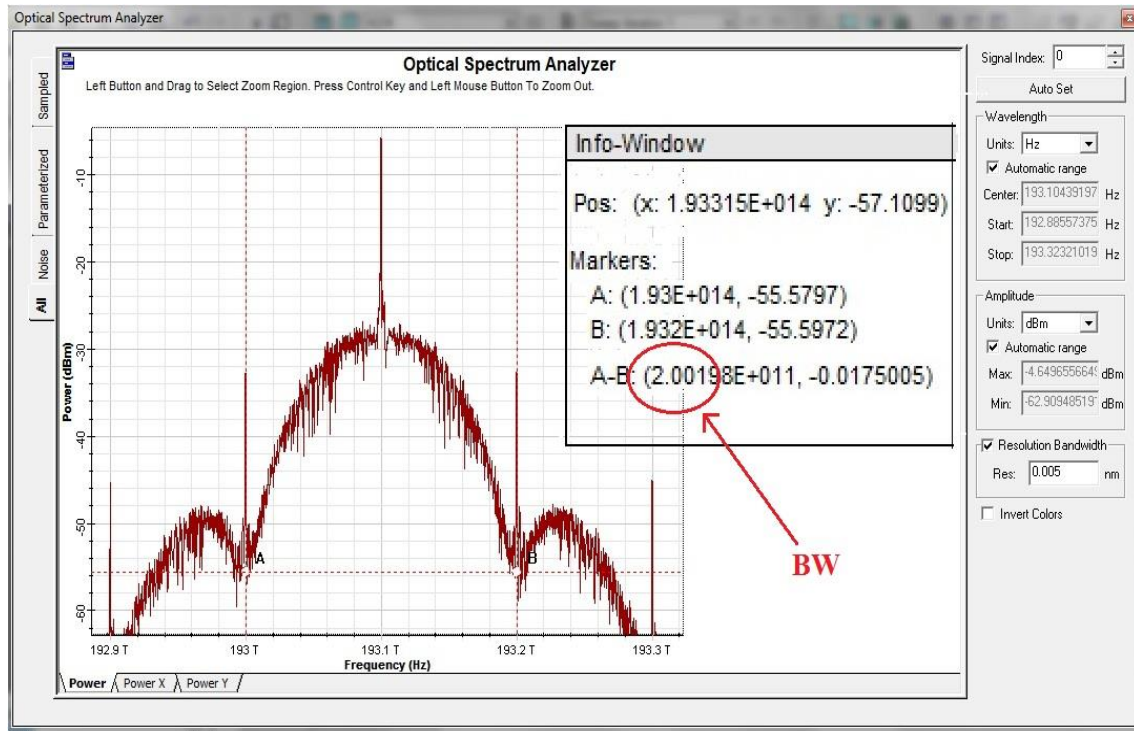


Figura 21: Espectro óptico para el caso $\alpha = 0$.

Para mostrar la diferencia en el valor del chirp, ahora modificamos las tensiones aplicadas al dual-drive, de manera que las nuevas tensiones pico a pico sean $V_{1pp} = 3V$ y $V_{2pp} = 1V$. En este caso el chirp dejará de ser nulo y tomará un valor de $\alpha = 0,5$. La figura 22 muestra las señales eléctricas moduladoras.

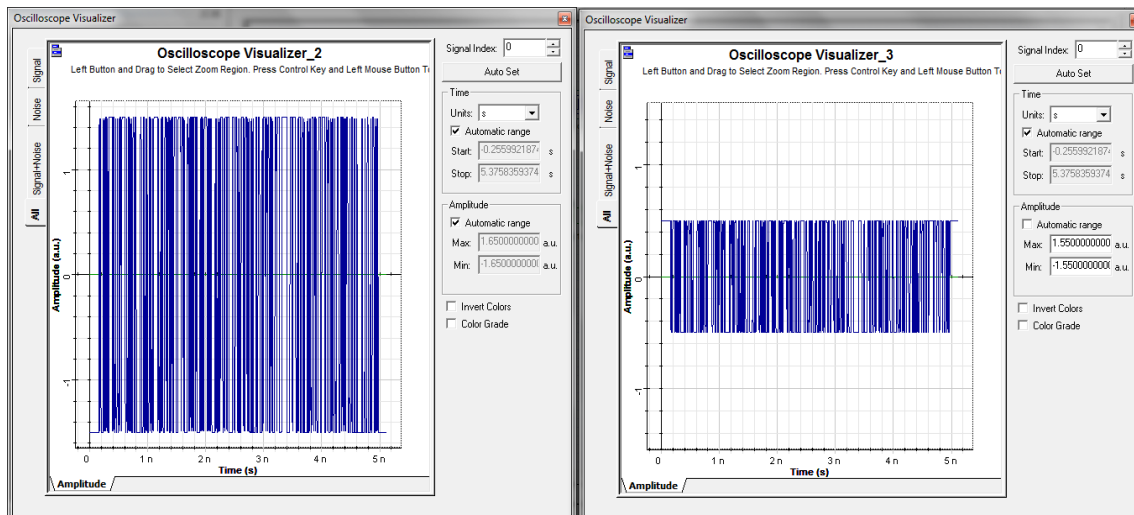


Figura 22: Señales eléctricas moduladoras para el caso $\alpha = 0,5$.

El chirp generado en esta nueva situación con $\alpha = 0,5$ lo podemos apreciar en las figuras 23 y 24. La señal óptica parece la misma, sin embargo el chirp presente es mucho mayor que en el caso anterior. La amplitud del chirp está en torno a 1,3 GHz. Podemos ver cómo el espectro óptico en este caso sufre un ensanchamiento adicional debido al chirp presente. El nuevo ancho de banda de la señal NRZ con chirp es de 201,3 GHz.

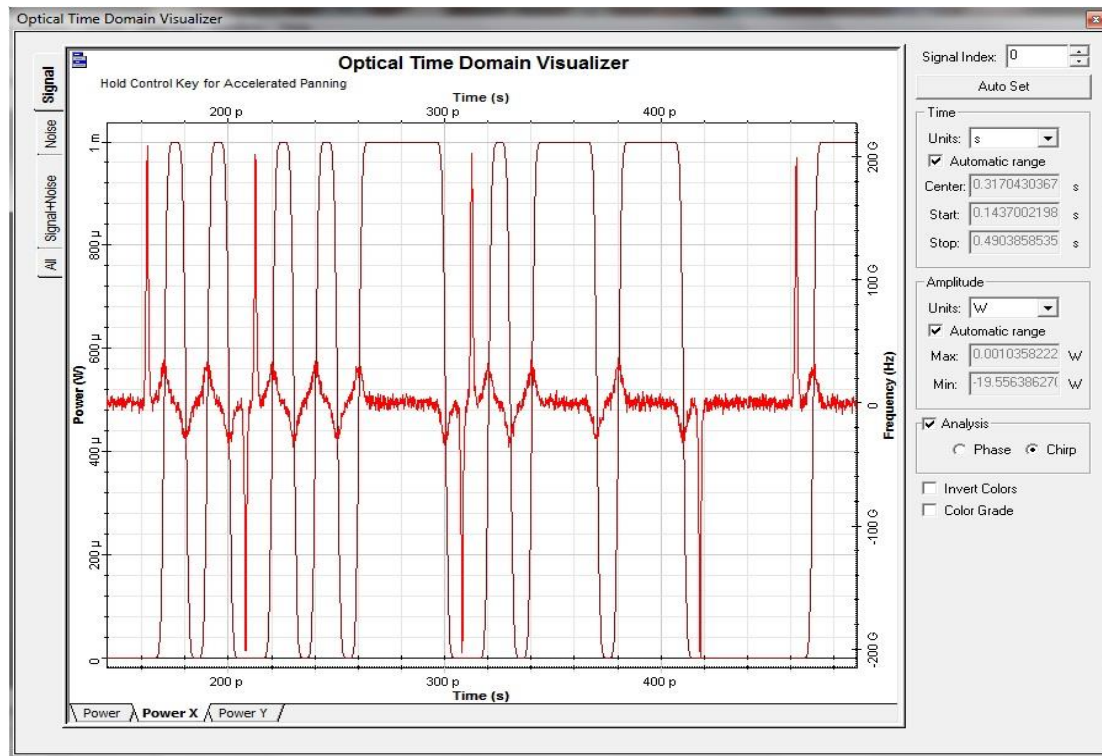


Figura 23: Señal óptica a la salida del modulador para el caso $\alpha = 0,5$.

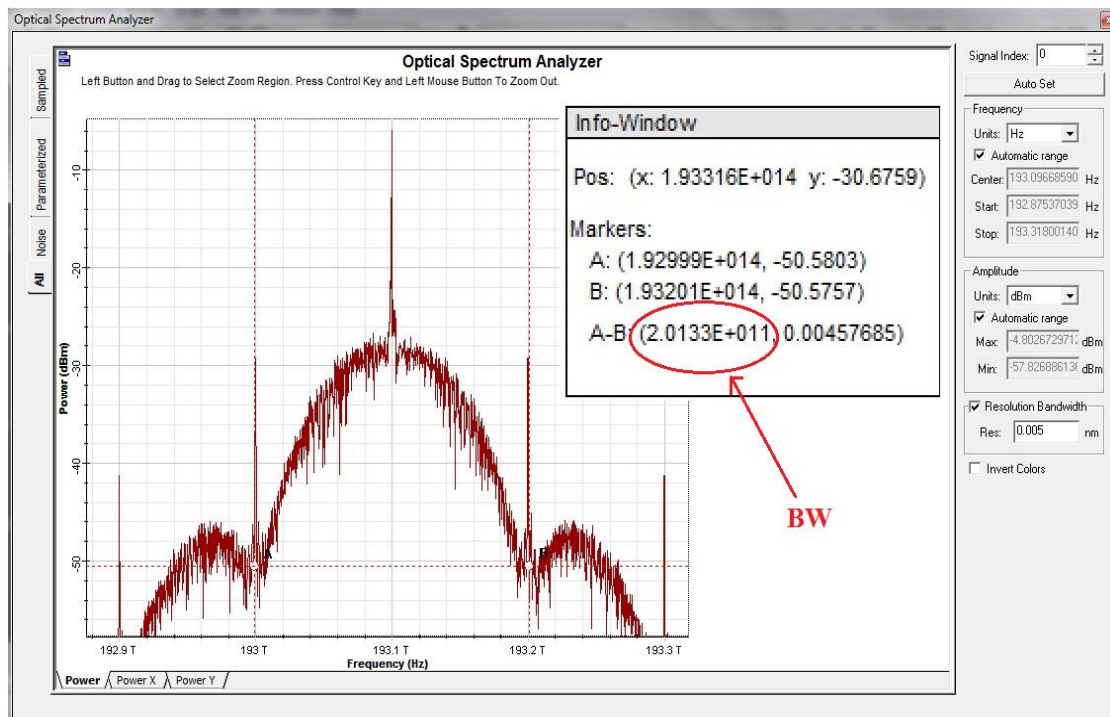


Figura 24: Espectro óptico para el caso $\alpha = 0,5$.

Podríamos apreciar un ensanchamiento mucho más claro del espectro óptico como consecuencia de un chirp positivo si aumentamos el desequilibrio entre las tensiones moduladoras del dual-drive. Configurando nuevas tensiones pico a pico del valor de $V_{1pp} = 5V$ y $V_{2pp} = 0,5 V$ generamos una señal NRZ con un coeficiente chirp de $\alpha = 0,82$. En este caso la amplitud del

chirp está en torno a los 5,6 GHz y evidentemente el espectro óptico se ensanchará hasta los 205,6 GHz en su lóbulo principal.

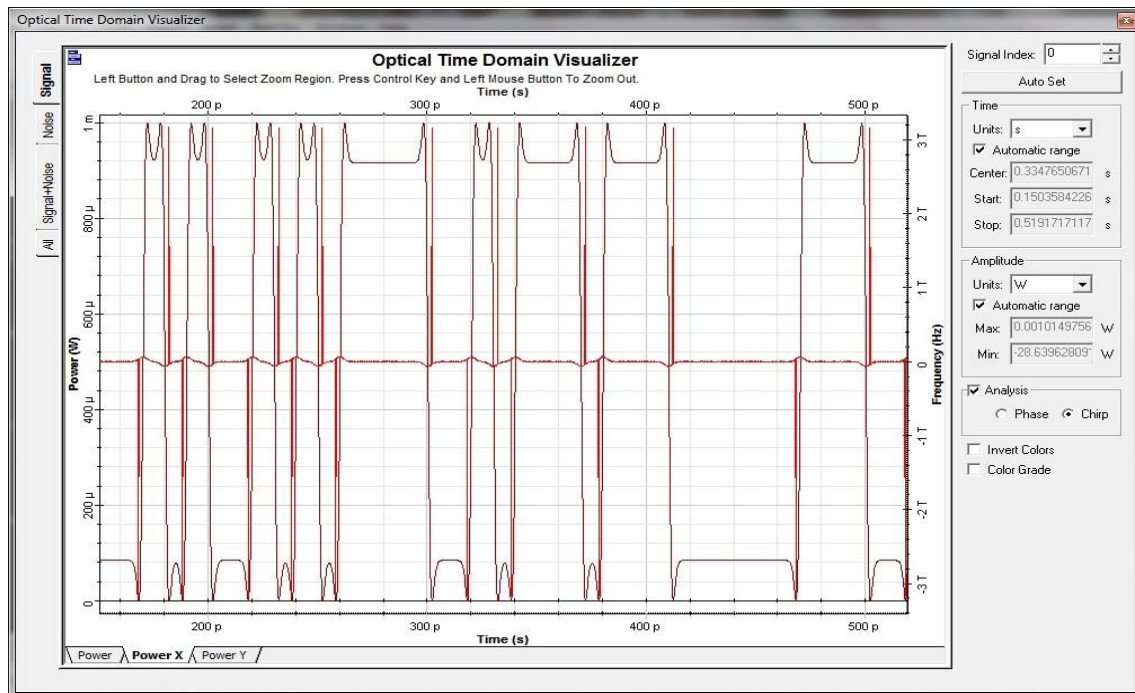


Figura 25: Señal óptica a la salida del modulador para el caso $\alpha = 0,82$.

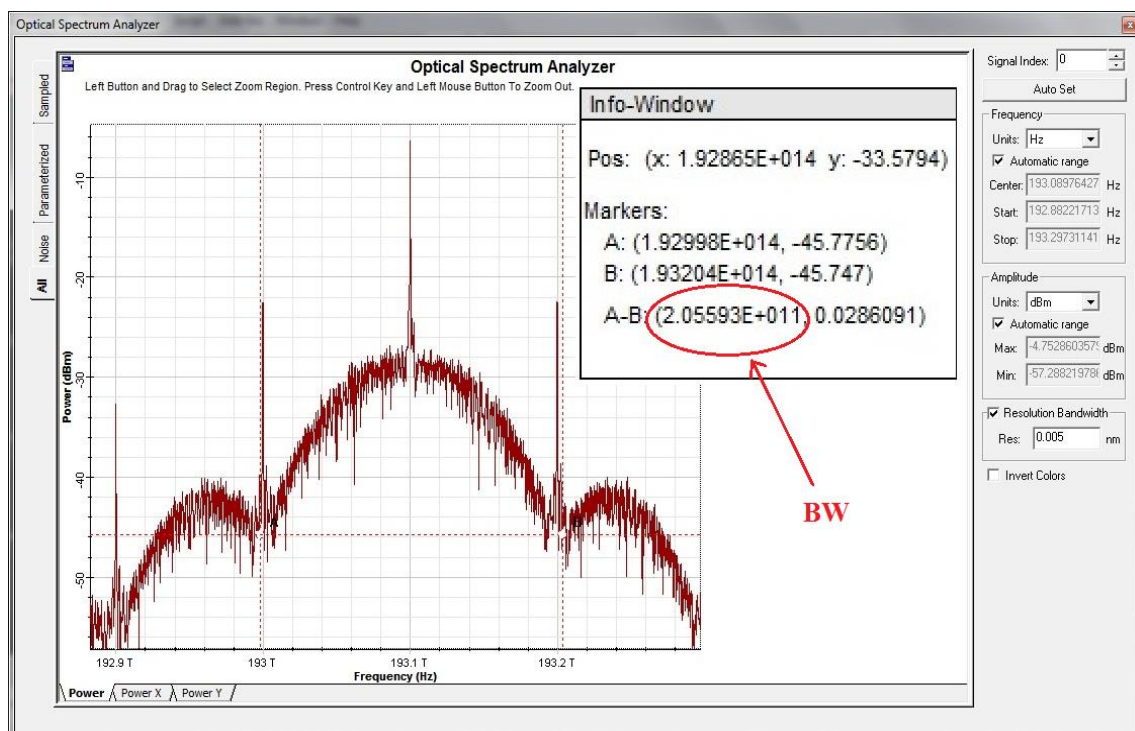


Figura 26: Espectro óptico para el caso $\alpha = 0,82$.

Para $\alpha = -0,5$ las tensiones a aplicar en cada brazo serán $V_{1pp} = 1 V$ y $V_{2pp} = 3 V$. En esta situación estaremos induciendo un chirp negativo (pulsos down-chirp). La frecuencia

instantánea de los pulsos NRZ emitidos decrecerá en el intervalo de bit pero el espectro presentará la misma expansión que en el caso $\alpha = +0,5$ (figura 24).

Así pues, tal y como hemos visto, el chirp de la señal generada por el MZM puede ser controlado ajustando la tensión aplicada en los brazos del interferómetro. Sin embargo, no es la única causa que provoque un chirp en la señal óptica de salida. Una asimetría en las uniones en Y del MZM puede generar un chirp no deseado en la señal, con el detalle adicional de que no puede ser controlado en este caso de ninguna manera. Para simular una asimetría en las uniones en Y del Mach-Zehnder basta con reducir la relación de extinción del modulador a un valor menor de 40 dB.

Configurando la relación de extinción a 20 dB en una primera simulación y a 2 dB en una segunda simulación y manteniendo el equilibrio en las tensiones del dual-drive ($V_{1pp} = 2 V$ y $V_{2pp} = -2 V$) en ambos casos, podemos comprobar efectivamente cómo el espectro de las señales obtenidas en cada iteración se ha expandido por encima de los 200 GHz como consecuencia de la asimetría en las uniones del MZM.

En el caso de $r_{ext} = 20$ dB la asimetría inducida en las uniones en Y del modulador no es tan relevante como para inducir un factor chirp elevado. En la segunda simulación con $r_{ext} = 2$ dB la situación es completamente diferente. Por un lado el contraste entre los “0” y los “1” en la señal óptica ha disminuido al bajar la relación de extinción (figura 29). En un sistema de comunicaciones ópticas digitales esto implicaría una importante penalización en el rendimiento del sistema en términos del BER. Por otro lado, si observamos el espectro óptico (figura 31) vemos cómo con $r_{ext} = 2$ dB el ancho de banda aumenta hasta los 201,37 GHz debido al chirp inducido por la asimetría en los acoplos de entrada y de salida del dual-drive.

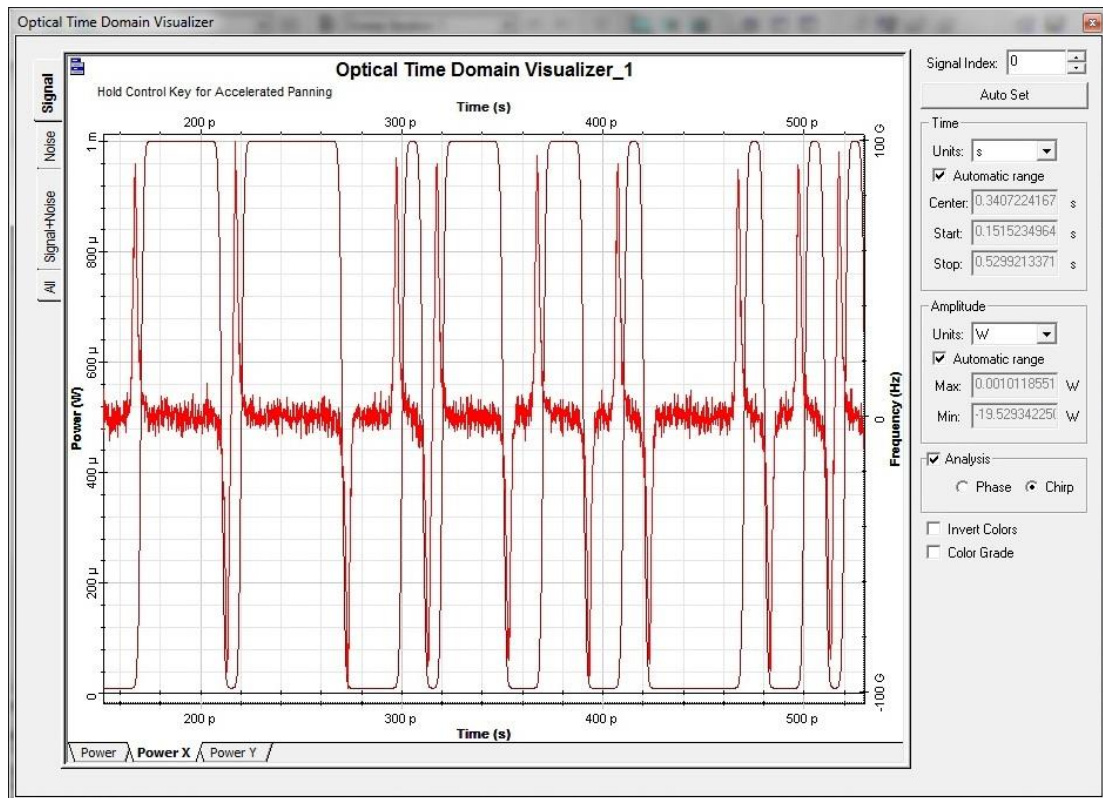


Figura 27: Señal óptica a la salida del modulador para el caso $r_{ext} = 20$ dB.

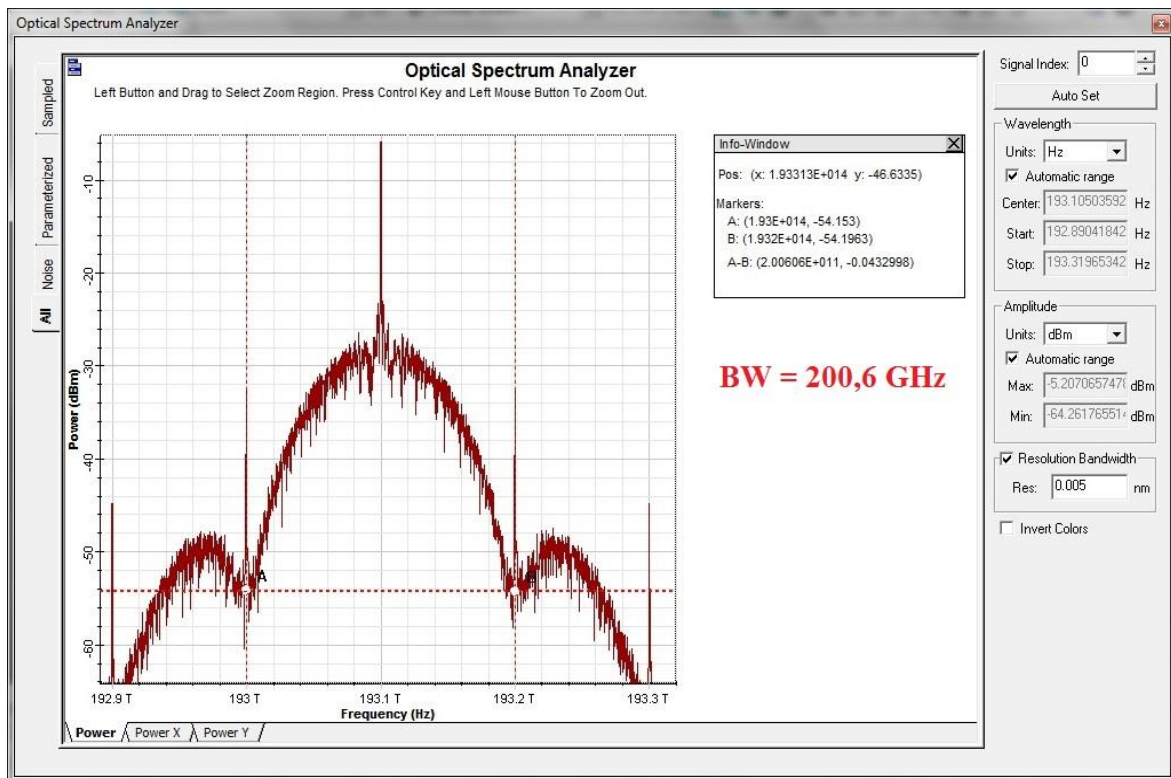


Figura 28: Espectro óptico para el caso $r_{\text{ext}} = 20$ dB.

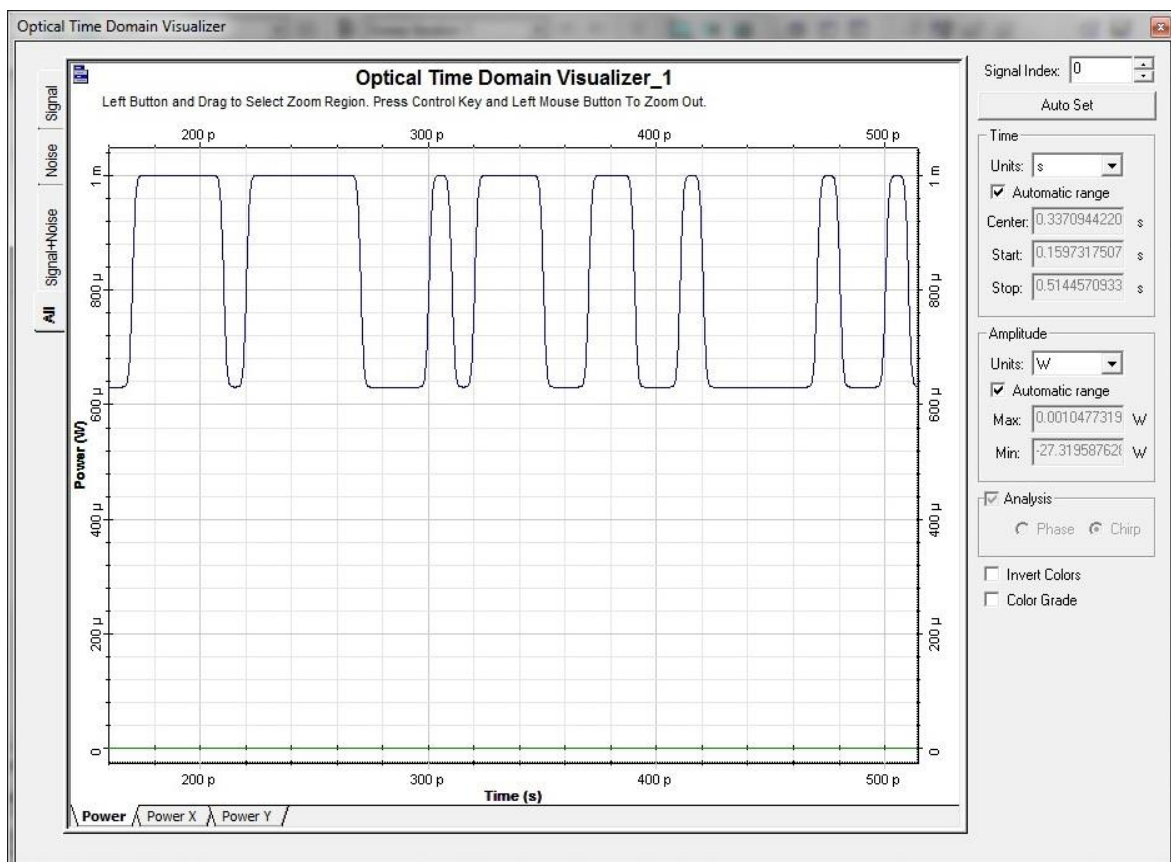


Figura 29: Contraste entre bits para el caso $r_{\text{ext}} = 2$ dB.

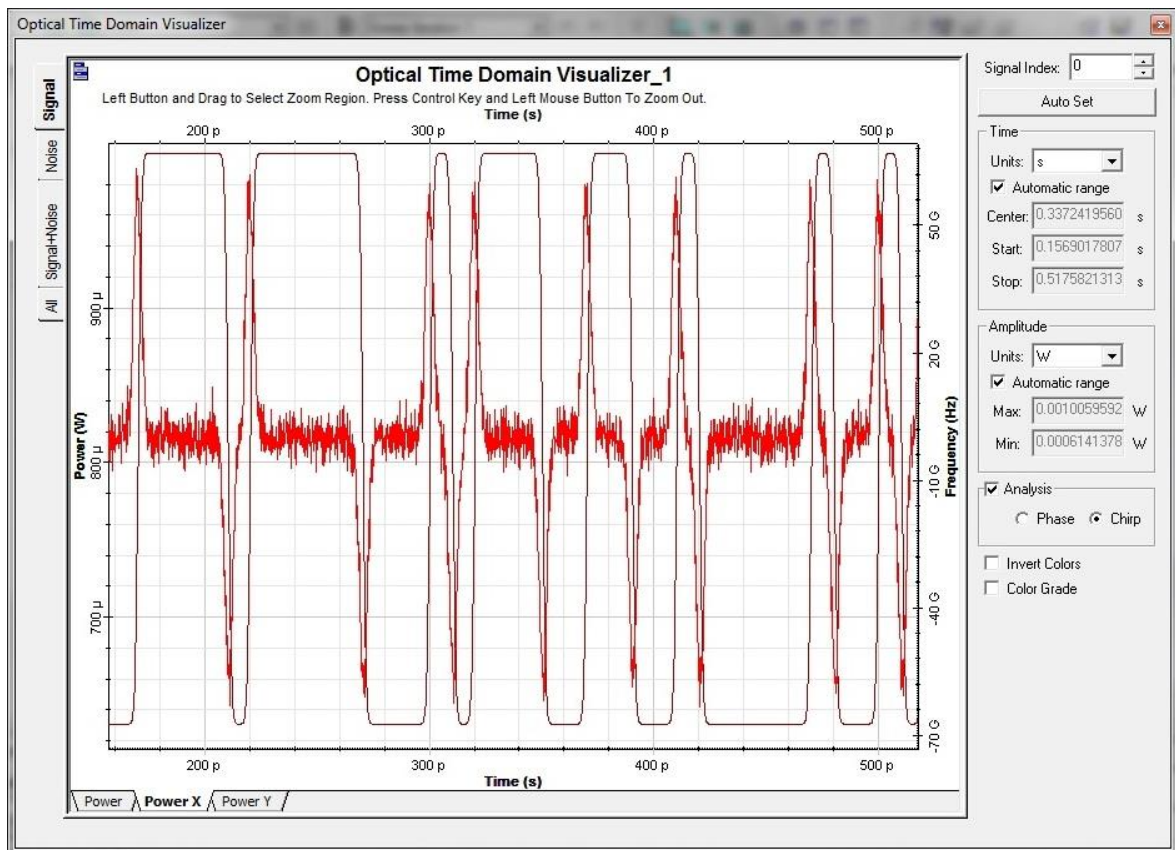


Figura 30: Señal óptica a la salida del modulador para el caso $r_{\text{ext}} = 2$ dB.

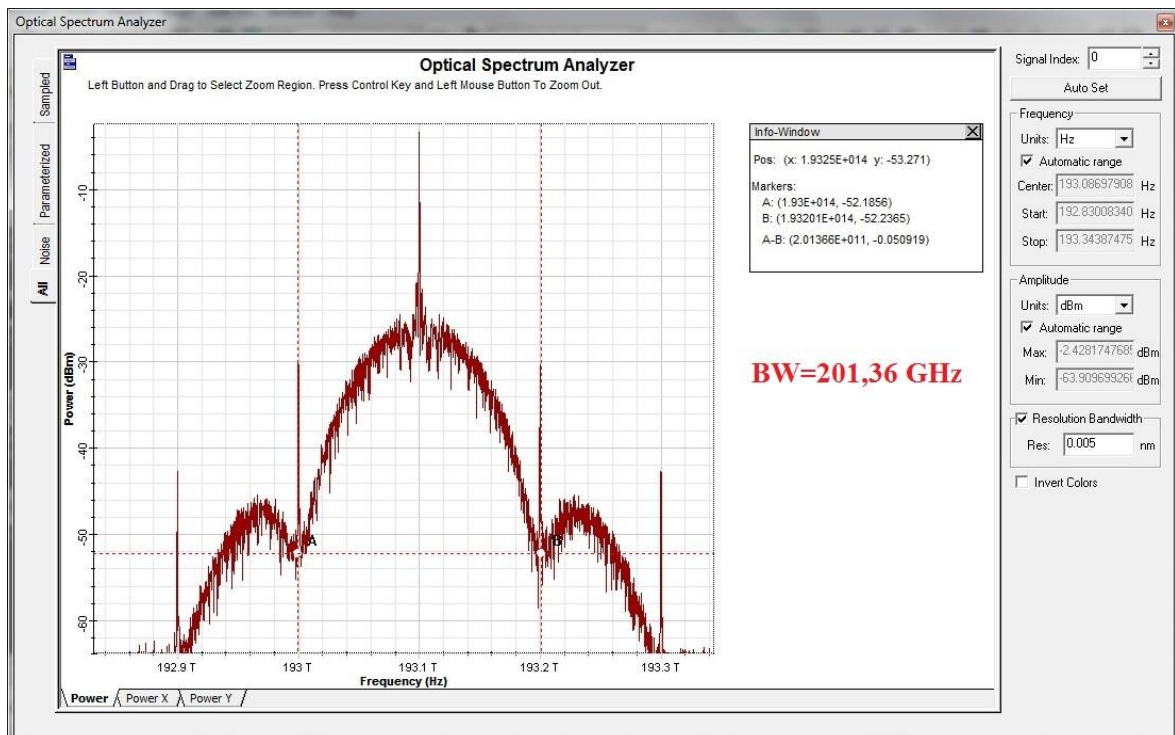


Figura 31: Espectro óptico para el caso $r_{\text{ext}} = 2$ dB.

Bibliografía

- [1] John M.Senior, “Optical Fiber Communications, Principles and Practice”. Prentice Hall. 2009.
- [2] G.P. Agrawall, "Fiber-Optic Communication Systems," (Four Edition). Wiley Interscience. 2010.
- [3] J.A.Martín Pereda, “Sistemas y Redes Ópticas de Comunicaciones”. Pearson Educacion. 2004.
- [4] TFB, “Transparencias de Comunicaciones Ópticas”. Publicaciones ETSIT-UPM 2012.
- [5] Keang-Po Ho, “Phase-Modulated Optical Communications Systems”. Springer. 2005.
- [6] Hans-Georg Weber, Matasaka Nakazawa, “Ultrahigh –Speed Optical Transmission Technology”, Springer. 2007.
- [7] B. A. E. Saleh and M. C. Teich, “Fundamentals of Photonics,” John Wiley & Sons, 1991.
- [8] A. Mahapatra and E. J. Murphy, “Electrooptic modulators,” In Optical Fiber Telecommunications IV, (I. Kaminow and T. Li, eds), Academic Press, 2002, pp. 258–294.
- [9] Rongqing Hui, Maurice O’Sullivan, “Fiber Optic Measurement Techniques”, Elsevier Academic Express, 2009.